Nicht für den Austausch

Physik:

Die Feinstruktur des Stark-Effekts an H_β

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Schlesischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Breslau

vorgelegt von

Alfred Keil
aus Konradswaldau

Breslau 1940

Druck von Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig

Referent: Professor Dr. Steubing
Korreferent: Professor Dr. Schaefer

Examen rigorosum: 12. 12. 1939

Gedruckt mit Genehmigung der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Schlesischen Friedrich-Wilhelms-Universität Breslau

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Vorliegende Arbeit erschien in der Zeitschrift für Physik.
115. Bd., 3. u. 4. Heft.

Meinen Eltern

in tiefer Dankbarkeit!

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545807_0027

Die Feinstruktur des Stark-Effekts an H_β.

Von **W. Steubing** und **A. Keil**.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 23. Dezember 1939.)

Eine Berechnung des Stark-Effekts an H_β unter Berücksichtigung der Feinstruktur wurde auf Grund der Diracschen Theorie nach der von Schlapp angegebenen Methode durchgeführt. Es ergeben sich dabei für Feldstärken im Bereich 10^4 bis 10^5 kV/cm Unsymmetrien im Aufspaltungsbild, die als Feinstruktur-Einfluß anzusprechen sind. Der experimentellen Feststellung der Art und Größe dieses Feinstruktur-Einflusses diente die vorliegende Arbeit.

Die geschichtliche Entwicklung.

Nach der Auffindung der Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld durch J. Stark gelang es Schwarzschild und Epstein, diese Aufspaltung mit Hilfe der klassischen Quantentheorie aus dem Bohrschen Atommodell herzuleiten. Es ergab sich sowohl experimentell als auch theoretisch, daß für Wasserstoff die Linien in eine Folge von Komponenten aufspalten. Die Abstände dieser Komponenten voneinander sind Vielfache eines kleinsten Abstandes, der wieder der Feldstärke proportional ist. Eliminiert man diese, so erhält man den Aufspaltungsfaktor a des Stark-Effekts mit:

$$a = \frac{3hF}{8\pi^2 m_0 e c}.$$

Sein genauer Wert ergab sich nach anfänglichen Differenzen (Stark gab $6{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} an gegenüber $6{,}45 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} als theoretischem Wert) aus genauen Messungen von Steubing-Kassner[1]) bzw. von Sjögren[2]) zu dem von der Theorie geforderten Wert.

Die weitere Behandlung des Problems ergab, daß für große Feldstärken ein Effekt zweiter Ordnung auftreten muß, der sich durch eine dem Quadrat der Feldstärke proportionale Verschiebung der Stark-Effekt-Komponenten bemerkbar macht. Darüber hinaus tritt für noch höhere Feldstärken ein Effekt dritter Ordnung usw. auf. Die aus der klassischen Theorie sich hierfür ergebenden Werte waren aber andere als die, welche die Wellenmechanik forderte. Die ausführlichen Untersuchungen von R. v. Traubenberg und Gebauer[3]) entschieden die Fragestellung eindeutig für die Wellenmechanik.

Aus der Wellenmechanik entwickelte sich nun die Diracsche Theorie. Von ihr ausgehend mußte auch das Problem des Stark-Effekts noch einmal

[1]) W. Steubing u. L. Kassner, Phys. ZS. **34**, 289, 1933. — [2]) K. Sjögren, ZS. f. Phys. **77**, 290, 1932. — [3]) H. Rausch v. Traubenberg u. R. Gebauer, ebenda **54**, 307, 1929.

behandelt werden. Dies geschah durch Schlapp [1]), der sowohl den Einfluß eines schwachen elektrischen Feldes auf das Wasserstoffatom (Stark-Effekt der Feinstruktur) als auch den eines starken Feldes (Effekt erster Ordnung) behandelte. Für den letzteren Fall, der von uns erneut einer experimentellen Untersuchung unterzogen wurde, ergaben sich nun aus der Theorie geringe Unterschiede gegen die im allgemeinen als Effekt erster Ordnung bezeichnete Aufspaltung der Linien. Der experimentellen Feststellung der Art und Größe dieser Abweichung galt die vorliegende Arbeit. Da von Schlapp die Ergebnisse explizit nur für H_α angegeben wurden, wir aber mit unseren Hilfsmitteln nur die Wasserstofflinien von H_β an untersuchen konnten, mußte zuerst die Aufspaltung für H_β errechnet werden. Um diese Rechnung verständlich zu machen, sei vorerst in dem folgenden Kapitel die allgemeine Theorie, wie sie von Schlapp durchgeführt wurde, kurz erläutert.

Berechnung des Feinstruktur-Einflusses.

Darstellung der Theorie (nach Schlapp, l. c.). Schlapp setzt für die Wellenfunktionen des Elektrons bei dem Problem eines Elektrons in einem elektrischen Feld die von Dirac bzw. Darwin angegebenen Differentialgleichungen an. Nun ist von vornherein außer Zweifel, daß das äußere Feld kleiner als das Kernfeld ist, wenn man auf den Effekt zweiter Ordnung verzichtet. Man kann daher in diesen Gleichungen sofort eine Näherung ansetzen. Diese nun abgeänderten Gleichungen löst man durch folgende Ansätze für die Wellenfunktionen:

$$f = \sum_{k,\,u} a_{k\,u}\,\psi_{k\,u}; \qquad g = \sum_{k,\,u} b_{k\,u}\,\psi_{k\,u}$$

mit $\psi_{k\,u}$ als Kombinationen von Kugelfunktionen. Dann ergeben sich ganz allgemein nach einigen Umrechnungen für die Koeffizienten $a_{k\,u}$ und $b_{k\,u}$ Bestimmungsgleichungen, die ein System von linearen homogenen Gleichungen darstellen. Ihr allgemeiner Typ ist folgender:

$$-\frac{n-k+1}{2k-1}\,G\,a_{k-1,\,u} + (\overline{W} - W_1 - \beta\,u - \mu\,\delta)\,a_{k\,u}$$
$$-\frac{(k+u+1)\,(k-u+1)\,(n+k+2)}{2k+3}\,G\,a_{k+1,\,u} - (k+u+1)\,\beta\,b_{k,\,u+1} = 0,$$

$$-\frac{n-k+1}{2k-1}\,G\,b_{k-1,\,u} + (\overline{W} - W_1 + \beta\,u - \mu\,\delta)\,b_{k\,u}$$
$$-\frac{(k+u+1)\,(k-u+1)\,(n+k+2)}{2k+3}\,G\,b_{k+1,\,u} - (k-u+1)\,\beta\,a_{k,\,u-1} = 0,$$

[1]) R. Schlapp, Proc. Roy. Soc. London (A) **119**, 313 ff., 1928.

mit den Abkürzungen:

$$1.\ \delta = \begin{matrix} 0 \text{ für } k \neq 0, \\ 1 \text{ für } k = 0, \end{matrix} \quad 2.\ W_1 = \mu\left(\frac{3}{4}\frac{1}{n+1} - \frac{1}{k+\frac{1}{2}}\right), \quad 3.\ \beta = \frac{\mu}{k(2k+1)(k+1)},$$

$$4.\ G = \frac{3(n+1)h^2F}{8\pi^2 m e N}, \quad 5.\ \mu = \frac{8\pi^4 N^4 e^8 m}{c^2 h^4 (n+1)^3}.$$

Diese Gleichungen für die a_{ku} und b_{ku} sind aber nur lösbar, wenn die Determinante der bei den a_{ku} und b_{ku} stehenden Koeffizienten verschwindet. Diejenigen Werte von $\overline{W}$, für die diese Bedingung erfüllt ist, sind die Eigenwerte des Problems und damit die Werte für die Energieniveaus. Eine sehr erwünschte Erleichterung bei der Auswertung der Bedingung, daß die Determinante verschwindet, ist die Tatsache, daß das gesamte Gleichungssystem in zwei Systeme mit derselben Koeffizientendeterminante der a_{ku} und b_{ku} zerfällt. Diese verbleibende Determinante zerfällt nun weiter in eine Reihe einzelner Determinanten, die alle von geringerer Ordnung sind als die ursprüngliche. Zu einer Quantenzahl n gehören eigentlich $2 \cdot (n+1)^2$ Gleichungen, die sich, wie oben gesagt, auf $(n+1)^2$ reduzieren. Diese lassen sich nun in Gruppen ordnen, von denen die erste eine, die zweite drei und schließlich die $n+1$-te $2n+1$ Gleichungen hat. Es ist, wie man leicht durch den Schluß von n auf $n+1$ beweisen kann:

$$\sum_0^n a\,(2a+1) = (n+1)^2.$$

D. h.: Alle vorhandenen Gleichungen sind auf diese Weise eingeordnet.

Die durch das Nullsetzen der Determinanten entstehenden Gleichungen sind nun zu lösen, und die Lösungen sind, wie schon erwähnt, die Eigenwerte des Problems, d. h. die Werte der Energieniveaus. Läßt man bei dieser Rechnung die Feinstruktur außer Betracht, so erhält man die normale Aufspaltung der Niveaus im elektrischen Feld, wie sie schon von früheren Theorien geliefert wurde. Berücksichtigt man jedoch den Feinstruktureinfluß, so muß man eine Näherungslösung für die Werte der Energieniveaus ansetzen und erhält dann die wechselseitige Beziehung zwischen Stark-Effekt und Feinstruktur. Schlapp drückt dies so aus, daß man entweder den Stark-Effekt der Feinstrukturkomponenten oder die Feinstruktur der Stark-Effekt-Komponenten erhält, je nachdem die Aufspaltung der Energieniveaus durch die Feinstruktur größer oder kleiner als die durch das äußere Feld ist.

Uns interessiert nur der letztere Fall, da die Auflösung eines Gitters oder eines Spektrographen nicht einmal ausreicht, um die Feinstruktur

des Wasserstoffs zu untersuchen, also erst recht nicht den Einfluß des Stark-Effekts auf letztere nachzuweisen gestattet.

Durchführung der Theorie für H_β. Nun zu der Anwendung der Theorie auf die Balmer-Linien H_α und H_β des Wasserstoffs. Diese entsprechen in der Bohrschen Bezeichnung den Niveaus $n = 2$ als Grundniveaus und $n = 3$ bzw. 4 als Ausgangsniveaus. In der Schlappschen Bezeichnung sind dies die Niveaus $n = 1$ und $n = 2$ bzw. $n = 3$. Schlapp gibt nun für die Niveaus $n = 1$ und 2 die Aufspaltung an und bestimmt daraus die Aufspaltung der Linie H_α. Da wir nur die Linie H_β untersuchten, mußten wir noch die Aufspaltung des Brackett-Niveaus bestimmen. Die beiden nach Schlapp für dieses Niveau sich ergebenden Gruppen von linearen Gleichungen für die Koeffizienten a_{ku} und b_{ku} der Kugelfunktionen sind folgende, wobei noch als neue Variable:

$$\Omega = \overline{W} - \frac{3}{4}\frac{\mu}{n+1}$$

eingeführt ist:

$$\left\{ \left(\Omega + \frac{\mu}{4}\right) a_{33} = 0 . \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{llll} \left(\Omega + \frac{\mu}{3}\right) a_{22} - & 5\,G\,a_{32} & & = 0, \\ -\frac{G}{5} a_{22} & + \left(\Omega + \frac{11\,\mu}{42}\right) a_{32} - & \frac{\mu}{14} b_{33} & = 0, \\ & - \frac{\mu}{84} a_{32} & + \left(\Omega + \frac{27\,\mu}{84}\right) b_{33} = 0 . & \end{array} \right.$$

$$\left(\Omega + \frac{\mu}{2}\right) a_{11} - \frac{18}{5} G\, a_{21} = 0,$$

$$-\frac{2}{3} G\, a_{11} + \left(\Omega + \frac{11\,\mu}{30}\right) a_{21} - 8\,G\,a_{31} - \frac{2\,\mu}{15} b_{22} = 0,$$

$$-\frac{G}{5} a_{21} + \left(\Omega + \frac{23\,\mu}{84}\right) a_{31} - \frac{5\,\mu}{84} b_{32} = 0,$$

$$-\frac{\mu}{30} a_{21} + \left(\Omega + \frac{14\,\mu}{30}\right) b_{22} - 5\,G\,b_{32} = 0,$$

$$-\frac{2\,\mu}{84} a_{31} - \frac{G}{5} b_{22} + \left(\Omega + \frac{26}{84}\mu\right) b'_{32} = 0.$$

$$
\begin{cases}
(\Omega+\mu)a_{00} - \frac{5}{3}Ga_{10} = 0,\\
-3Ga_{00} + \left(\Omega+\frac{2\mu}{3}\right)a_{10} - \frac{24}{5}Ga_{20} - \frac{2\mu}{6}b_{11} = 0,\\
-\frac{2}{3}Ga_{10} + \left(\Omega+\frac{2\mu}{5}\right)a_{20} - 9Ga_{30} - \frac{\mu}{10}b_{21} = 0,\\
-\frac{G}{5}a_{20} + \left(\Omega+\frac{2\mu}{7}\right)a_{30} - \frac{\mu}{21}b_{31} = 0,\\
-\frac{\mu}{6}a_{10} + \left(\Omega+\frac{5\mu}{6}\right)b_{11} - \frac{18}{5}Gb_{21} = 0,\\
-\frac{2\mu}{30}a_{20} - \frac{2}{3}Gb_{11} + \left(\Omega+\frac{13\mu}{30}\right)b_{21} - 8Gb_{31} = 0,\\
-\frac{3\mu}{84}a_{30} - \frac{G}{5}b_{21} + \left(\Omega+\frac{25\mu}{84}\right)b_{31} = 0.
\end{cases}
$$

$$
\begin{cases}
\left(\Omega+\frac{5\mu}{6}\right)a_{1-1} - \frac{18}{5}Ga_{2-1} - \frac{\mu}{6}b_{10} = 0,\\
-\frac{2}{3}Ga_{1-1} + \left(\Omega+\frac{13\mu}{30}\right)a_{2-1} - 8Ga_{3-1} - \frac{\mu}{15}b_{20} = 0,\\
-\frac{G}{5}a_{2-1} + \left(\Omega+\frac{25\mu}{84}\right)a_{3-1} - \frac{3\mu}{84}b_{30} = 0,\\
(\Omega+\mu)b_{00} - \frac{5}{3}Gb_{10} = 0,\\
-\frac{\mu}{3}a_{1-1} - 3Gb_{00} + \left(\Omega+\frac{2\mu}{3}\right)b_{10} - \frac{24}{5}Gb_{20} = 0,\\
-\frac{\mu}{10}a_{2-1} - \frac{2}{3}Gb_{10} + \left(\Omega+\frac{2\mu}{5}\right)b_{20} - 9Gb_{30} = 0,\\
-\frac{\mu}{21}a_{3-1} - \frac{G}{5}b_{20} + \left(\Omega+\frac{2\mu}{7}\right)b_{30} = 0.
\end{cases}
$$

$$\begin{cases} \left(\Omega+\frac{14\mu}{30}\right)a_{2-2} - 5G\,a_{3-2} - \frac{\mu}{30}b_{2-1} = 0, \\ -\frac{G}{5}a_{2-2} + \left(\Omega+\frac{26\mu}{84}\right)a_{3-2} - \frac{2\mu}{84}b_{3-1} = 0, \\ + \left(\Omega+\frac{\mu}{2}\right)b_{1-1} - \frac{18}{5}Gb_{2-1} = 0, \\ -\frac{4\mu}{30}a_{2-2} - \frac{2}{3}Gb_{1-1} + \left(\Omega+\frac{11\mu}{30}\right)b_{2-1} - 8Gb_{3-1} = 0, \\ -\frac{5\mu}{84}a_{3-2} - \frac{G}{5}b_{2-1} + \left(\Omega+\frac{23\mu}{84}\right)b_{3-1} = 0. \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left(\Omega+\frac{27\mu}{84}\right)a_{3-3} - \frac{\mu}{84}b_{3-2} = 0, \\ \left(\Omega+\frac{\mu}{3}\right)b_{2-2} - 5Gb_{3-2} = 0, \\ -\frac{6\mu}{84}a_{3-3} - \frac{G}{5}b_{2-2} + \left(\Omega+\frac{22\mu}{84}\right)b_{3-2} = 0. \end{cases}$$

$$\left(\Omega+\frac{\mu}{4}\right)b_{3-3} = 0.$$

Die Systeme von Determinanten, die verschwinden müssen, damit nichttriviale Lösungen a_{ku} und b_{ku} existieren, sind folgende:

1. $$\Omega+\frac{\mu}{4}=0,$$

2. $$\begin{vmatrix} \left(\Omega+\frac{\mu}{3}\right) & -5G & 0 \\ -\frac{G}{5} & \left(\Omega+\frac{22\mu}{84}\right) & -\frac{6\mu}{84} \\ 0 & -\frac{\mu}{84} & \left(\Omega+\frac{27\mu}{84}\right) \end{vmatrix} = 0,$$

3. $$\begin{vmatrix} \left(\Omega+\frac{\mu}{2}\right) & -\frac{18}{5}G & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{3}G & \left(\Omega+\frac{11\mu}{30}\right) & -8G & -\frac{2\mu}{15} & 0 \\ 0 & -\frac{G}{5} & \left(\Omega+\frac{23\mu}{84}\right) & 0 & -\frac{5\mu}{84} \\ 0 & -\frac{\mu}{30} & 0 & \left(\Omega+\frac{7\mu}{15}\right) & -5G \\ 0 & 0 & -\frac{2\mu}{84} & -\frac{G}{5} & \left(\Omega+\frac{13\mu}{42}\right) \end{vmatrix} = 0.$$

$$4.\quad \begin{vmatrix} \left(\Omega+\mu\right) & -\frac{5}{3}G & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -3G & \left(\Omega+\frac{2\mu}{3}\right) & -\frac{24}{5}G & 0 & -\frac{2\mu}{6} & 0 \\ 0 & -\frac{2}{3}G & \left(\Omega+\frac{2\mu}{5}\right) & -9G & 0 & -\frac{\mu}{10} \\ 0 & 0 & -\frac{G}{5} & \left(\Omega+\frac{2\mu}{7}\right) & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\mu}{6} & 0 & 0 & \left(\Omega+\frac{5\mu}{6}\right) & -\frac{18}{5}G \\ 0 & 0 & -\frac{\mu}{15} & 0 & -\frac{2}{3}G & \left(\Omega+\frac{13\mu}{30}\right) \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\mu}{28} & 0 & -\frac{G}{5} \end{vmatrix} \quad \begin{matrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{\mu}{21} \\ 0 \\ 0 \\ -8G \\ \left(\Omega+\frac{25\mu}{84}\right) \end{matrix} \Bigg| =$$

Dieses sind die Bestimmungsgleichungen für die Ω. Die Lösungen sind jetzt zu bestimmen. Wir begnügen uns mit einer Näherungslösung und das Verfahren zu ihrer Feststellung ist folgendes:

Man setzt voraus, daß der Feinstruktureinfluß klein ist gegen die durch das elektrische Feld erzeugte Aufspaltung der Energieniveaus, denn nur dieser Fall interessiert uns. Dieser Feinstruktureinfluß wird in den obigen Gleichungen durch das Glied μ beschrieben. Dann entwickelt man die Determinante und vernachlässigt Glieder mit μ^2. Die Gleichungen für die Werte von Ω (diese sind, wie die Definitionsgleichung zeigt, bis auf einen Summanden die Eigenwerte) sind für das Grundniveau der Balmer-Serie ($n = 1$) von den Ordnungen 1 und 3, für das Ausgangsniveau von H_α ($n = 2$) von den Ordnungen 1, 3 und 5 und für das Ausgangsniveau von H_β ($n = 3$) von den Ordnungen 1, 3, 5 und 7.

Nun setzt man für die Lösungen Ω Näherungslösungen derart an, daß man zuerst die Determinante unter Vernachlässigung von μ löst. Dann erhält man die schon von Schwarzschild und Epstein hergeleitete Aufspaltung der Terme in Niveaus, deren Abstand Vielfache σ' eines kleinsten G sind, d. h. mit anderen Worten: den Effekt erster Ordnung. Mit diesen Werten $\sigma' G$ setzt man nun an:

$$\Omega = \sigma' G + \tau' \mu$$

und bestimmt wieder unter Vernachlässigung höherer Glieder von μ die Faktoren τ'. Die so gefundenen Werte sind in der Tabelle 1 zusammengestellt und schon nach Quantenzahlen geordnet.

Tabelle 1. Aufspaltung des Brackett-Niveaus.

Quanten-Zahlen $2m$	$2j$	k	Lösungen Ω	Energiewerte $\overline{W} = \Omega + 3\mu : 16$
7	7	3	$-140\mu : 420$	$-7\beta : 384$
5	7	3	$G - 125\mu : 420$	$4\alpha - 37\beta : 2688$
	5	3	$-135\mu : 420$	$-45\beta : 2688$
	5	2	$-G - 125\mu : 420$	$-4\alpha - 37\beta : 2688$
3	7	3	$2G - 163\mu : 420$	$8\alpha - 337\beta : 13440$
	5	3	$G - 163\mu : 420$	$4\alpha - 337\beta : 13440$
	5	2	$-153\mu : 420$	$-297\beta : 13440$
	3	2	$-G - 163\mu : 420$	$-4\alpha - 337\beta : 13440$
	3	1	$-2G - 163\mu : 420$	$-8\alpha - 337\beta : 13440$
1	7	3	$3G - 279\mu : 420$	$12\alpha - 801\beta : 13440$
	5	3	$2G - 221\mu : 420$	$8\alpha - 569\beta : 13440$
	5	2	$G - 215\mu : 420$	$4\alpha - 545\beta : 13440$
	3	2	$-215\mu : 420$	$-545\beta : 13440$
	3	1	$-G - 215\mu : 420$	$-4\alpha - 545\beta : 13440$
	1	1	$-2G - 221\mu : 420$	$-8\alpha - 569\beta : 13440$
	1	0	$-3G - 279\mu : 420$	$-12\alpha - 801\beta : 13440$
−1	7	3	$3G - 279\mu : 420$	
	5	3	$2G - 221\mu : 420$	
	5	2	$G - 215\mu : 420$	
	3	2	$-215\mu : 420$	
	3	1	$-G - 215\mu : 420$	
	1	1	$-2G - 221\mu : 420$	
	1	0	$-3G - 279\mu : 420$	
−3	7	3	$2G - 163\mu : 420$	wie oben
	5	3	$G - 163\mu : 420$	
	5	2	$-153\mu : 420$	
	3	2	$-G - 163\mu : 420$	
	3	1	$-2G - 163\mu : 420$	
−5	7	3	$G - 125\mu : 420$	
	5	3	$-135\mu : 420$	
	5	2	$-G - 125\mu : 420$	
−7	7	3	$-140\mu : 420$	

Das Ergebnis für H_β. Die einzelnen Komponenten, in die eine Balmerlinie somit im elektrischen Feld aufspaltet, ergeben sich aus den Energieniveaus, wenn man die jetzt geltenden Auswahlregeln heranzieht. Für den uns interessierenden Fall der Feinstruktur der Stark-Effekt-Komponenten lauten sie einmal $\Delta m = \pm 1{,}0$. Gleichzeitig müssen bei einem Übergang $n'\,j'\,m'\,k'$ nach $n\,j\,m\,k$ die vier Differenzen $k' - k$, $j' - j$, $m' - m$ und $|m'| - |m|$ entweder alle ungerade oder alle gerade sein oder je zwei gerade und je zwei ungerade. Die Polarisation der Komponenten zum elektrischen Feld ist bei einem Übergang $\Delta m = 0$ parallel und bei einem Übergang $\Delta m = \pm 1$ senkrecht. Ferner haben zwei zu derselben Stark-Effekt-Komponente gehörende Feinstrukturkomponenten (s. u.) dann gleiche

Intensität, wenn bei dem Übergang, durch den eine Komponente entsteht, m' nach m sprang, während bei der anderen $m' - 1$ nach $m - 1$ geht.

Mit diesen Auswahlregeln erhalten wir ein Aufspaltungsbild für die Linie H_β, wie es in der Tabelle 2 wiedergegeben ist. Dort ist wieder nur die erste Hälfte der Komponenten eingetragen. Die zweite ist analog zu bilden, indem man σ', das in Tabelle 2 negativ ist, durch entsprechende positive Werte ersetzt und τ' dabei beibehält. In dieser Tabelle, an der die allgemeinen Schlappschen Ergebnisse erörtert werden sollen, stellen die in der ersten Spalte angegebenen drei Zahlen die zu den Ausgangsniveaus und die in der zweiten Spalte stehenden drei Zahlen die zu den Endniveaus gehörenden drei Quantenzahlen dar. Die Spalten für σ' und τ' beschreiben die Lage der Komponenten des Aufspaltungsbildes gerechnet von der Komponente, die dem Übergang $j = {}^5/_2$ nach $j = {}^3/_2$ in der nicht aufgespaltenen Komponente $\sigma' = 0$ entspricht. Es ist dann die Aufspaltung:

$$\Delta\tilde{\nu} = \sigma' a F + \tau' b$$

mit:

$$a = \frac{3h}{8 m e c \pi^2}$$

als Aufspaltungsfaktor und

$$b = \frac{\pi^4 m e^8}{c^3 h^5}$$

als Feinstrukturfaktor ($= 0{,}73\ \mathrm{cm}^{-1}$).

Tabelle 2. Aufspaltung von H_β (nur — Komponenten).

$2m$	$2j$	k	$2m$	$2j$	k	σ'	$\tau' \cdot 1680$	Polarisation	Intensität
1	1	0	1	3	1	— 14	+ 497	π	
1	1	0	3	3	1	— 12	— 63	σ	> ungleich
1	1	0	−1	1	1		+ 497	σ	
3	3	1	1	3	1		+ 555	σ	> gleich
1	1	1	−1	3	1	— 10	+ 526	σ	
1	1	0	1	1	0		+ 497	π	
3	3	1	3	3	1	— 8	— 5	π	> gleich
1	1	1	1	1	1		+ 526	π	
1	3	1	1	3	1		+ 529	π	
3	3	1	1	1	0	— 6	+ 555	σ	> gleich
1	1	1	−1	1	0		+ 526	σ	
5	5	2	3	3	1		+ 14	σ	
3	3	2	1	1	1	— 4	+ 555	σ	
1	3	1	3	3	1		— 31	σ	
1	3	1	−1	1	1		+ 529	σ	
3	5	2	1	3	1		+ 560	σ	> gleich
1	3	2	−1	3	1	— 2	+ 529	σ	
1	3	1	1	1	0		+ 529	π	
3	5	2	3	3	1	0	0	π	
1	3	2	1	1	1		+ 529	π	

Betrachten wir vorläufig nur das erste Glied. σ' kann positiv und negativ sein, so daß also dieses Glied den Stark-Effekt erster Ordnung beschreibt. Der Aufspaltungsfaktor ist dabei derselbe wie in den bisherigen Theorien. Neu tritt hier das Glied $\tau' b$ hinzu, das den Einfluß der Feinstruktur darstellt. Darin ist τ' gleich für die +- und die —-Komponenten (d. h. für die rot- bzw. die violettverschobenen Komponenten). Da nun τ' für entsprechende Komponenten (+ und —) dasselbe Vorzeichen hat, so wird also die Rotverschiebung der —-Komponenten um soviel verkleinert (vergrößert), wie die Violettverschiebung der entsprechenden +-Komponenten vergrößert (verkleinert) wird; d. h.: *Das Aufspaltungsbild liegt unsymmetrisch zur Ruhelinie.* Der Feinstruktureinfluß bedingt also eine Unsymmetrie des Aufspaltungsbildes gegen die Ruhelinie, und zwar eine Verschiebung, die nichts mit dem Effekt zweiter Ordnung zu tun hat. Letzterer ist durch ein Feld, das stark gegen das *Kern*feld ist, bedingt und verschwindet bei den Feldstärken, die wir verwendeten und für die die Schlappschen Rechnungen gelten, gegenüber dem Feinstruktureinfluß.

Die Tabelle zeigt, daß die bisher als Stark-Effekt-Komponenten bezeichneten und durch $\sigma' = 2, 4$, usw. beschriebenen Linien eine Feinstruktur zeigen. Diese verschiedenen Feinstrukturkomponenten einer Stark-Effekt-Komponente $\sigma' \cdot a \cdot F$ sind nun mit einem Gitter oder Spektrographen nicht zu trennen, sondern sie überlagern sich zu *einer* Komponente, deren Schwerpunkt sich aus der Intensität und Lage der Feinstrukturkomponenten bestimmt. Dazu muß also der Polarisationszustand und die Intensität der einzelnen Feinstrukturkomponenten bekannt sein. Eine besondere numerische Berechnung der Intensitäten wurde von uns nicht durchgeführt, da wir nur mit der Parallelfeldanordnung arbeiteten und bei dieser bekanntlich mit der Theorie vergleichbare Ergebnisse bezüglich der Intensitäten nicht zu erwarten sind [1]).

Die Schwerpunkte der einzelnen Stark-Effekt-Komponenten lassen sich aber schon aus folgenden Überlegungen gewinnen: Nach der Theorie von Schlapp haben je zwei Feinstrukturkomponenten einer Stark-Effekt-Komponente, die den Übergängen m' nach m und $m' - 1$ nach $m - 1$ ihre Entstehung verdanken, gleiche Intensität. Schwierigkeit bereiten nur die Komponenten 4 und 12, denn die vier Feinstrukturkomponenten, aus denen sich Komponente 4 zusammensetzt, haben nicht gleiche Intensität und die zwei Komponenten von 12 auch nicht. Komponente 12, die sowieso sehr schwach ist, lassen wir bei unseren Messungen außer Betracht und bei Komponente 4 wollen wir annehmen, daß alle vier Feinstrukturkomponenten fast gleiche Intensität haben.

[1]) H. Mark u. R. Wierl, ZS. f. Phys. **53**, 526; **55**, 156; **57**, 494, 1929.

Man erkennt schon an der vorigen Tabelle, daß das Aufspaltungsbild von H_β (und analog ist es für alle Glieder der Balmer-Serie) nicht nur unsymmetrisch, d. h.: gegen die Ruhelinie verschoben ist, sondern daß auch die Verschiebung der einzelnen Komponenten verschieden groß ist. Letzteres wird noch deutlicher, wenn wir uns einmal nur das mit einem Glasspektrographen wirklich beobachtbare Aufspaltungsbild vor Augen halten und dann nur die Verschiebung der Stark-Effekt-Komponenten gegen die vom linearen Effekt geforderte Lage betrachten. Dies ist in der folgenden Tabelle 3 beschrieben, in der die Abstände in Vielfachen von $\beta = 0{,}73\ \mathrm{cm}^{-1}$ angegeben sind. So wie der Einfluß der Feinstruktur auf den Stark-Effekt in dieser Tabelle 3 beschrieben ist, muß er einer experi-

Tabelle 3. Verschiebung der beobachtbaren Komponenten gegen die symmetrische Lage.

Komponenten Nr.	2	4	6	8	10
Verschiebung π	0,315	—	0,315	0,155	0,296
Verschiebung σ	0,324	0,159	0,322	—	0,322

mentellen Kontrolle zu unterwerfen sein, da wir doch (s. o.) die einzelnen Feinstrukturkomponenten einer Stark-Effekt-Komponente nicht trennen, sondern nur den gemeinsamen Schwerpunkt beobachten können. Der Feststellung dieser verschieden starken Verschiebung der einzelnen Komponenten des Aufspaltungsbildes von H_β diente unsere Arbeit.

Die bisherige Behandlung genügt, wenn wir uns nur für die Unterschiede in der verschieden großen Verschiebung der einzelnen Stark-Effekt-Komponenten interessieren. Wir können aber noch einen Schritt weitergehen, wenn wir nach jeder Aufnahme des Feldleuchtens noch die feldfreie Linie durch gesonderte Nachbelichtung mit aufnehmen. Wir können dann noch nach der absoluten Größe der durch die Feinstruktur verursachten Verschiebung fragen. Um den von der Theorie dafür verlangten Wert festzustellen, müssen wir folgendes beachten:

Man erhält bei Bestimmung der einzelnen Stark-Effekt-Komponenten durch Subtraktion der Energiewerte von Anfangs- und Endniveau stets nach Division durch hc eine Wellenzahl für die Komponente, die folgende Form hat:

$$\tilde{\nu} = \alpha R \pm \sigma' a F + \tau' b.$$

Dabei ist αR die aus der Balmer-Formel sich ergebende Wellenzahl, während $\pm \sigma' a F$ die durch das elektrische Feld und $\tau' b$ die durch die Feinstruktur

der Niveaus verursachte Veränderung dieser Wellenzahl ist. Nun ist für die feldfreie Linie H_β der Übergang $j = {}^5/_2$ nach $j = {}^3/_2$ der intensivste und wird meist als Nullage der Ruhelinie H_β angesehen. Bekanntlich besteht H_β aus fünf Komponenten, und wenn wir die genaue Wellenzahl des Schwerpunkts dieser Komponenten erhalten wollen, so müssen wir für den feldfreien Fall aus der Theorie die Wellenzahlen der einzelnen Feinstrukturkomponenten bestimmen. Dies könnte so geschehen, daß man die Determinanten für den Fall $n = 1$ und $n = 3$ unter der Voraussetzung $F = 0$ auflöst und aus den Lösungen Ω die Energiewerte $\overline{W}$ bestimmt. Einfacher ist es, die von Schlapp angegebene allgemeine Eigenschaft der Determinanten zu benutzen, so daß für den feldfreien Fall diese sich wie folgt schreiben lassen:

$$\left(\Omega + \frac{\mu}{m - \frac{1}{2}}\right)^2 \cdot \left(\Omega + \frac{\mu}{m + \frac{1}{2}}\right)^2 \cdots\cdots \left(\Omega + \frac{\mu}{n}\right)^2 \left(\Omega + \frac{\mu}{n+1}\right) = 0.$$

Unter Benutzung der Abkürzungen für μ bzw. β, $\overline{W}$ und Ω ergeben sich für $n = 1$ bzw. für $n = 3$ folgende Energiewerte:

$$n = 1: \quad \overline{W}_1 = -\frac{\beta}{8}\,(j = {}^3/_2), \qquad \overline{W}_{2,3} = -\frac{5\beta}{8}\,(j = {}^1/_2),$$

$$n = 3: \quad \begin{cases} \overline{W}_1 = -\dfrac{\beta}{128}\,(j = {}^7/_2), & \overline{W}_{2,3} = -\dfrac{7\beta}{384}\,(j = {}^5/_2), \\ \overline{W}_{4,5} = -\dfrac{5\beta}{128}\,(j = {}^3/_2), & \overline{W}_{6,7} = -\dfrac{13\beta}{128}\,(j = {}^1/_2). \end{cases}$$

Man erkennt übrigens sofort an der oben angegebenen umgeformten Determinante, daß das Niveau mit der höchsten inneren Quantenzahl einfach ist, während die anderen alle Dubletts sind. Aus den erhaltenen Energiewerten bestimmen sich nun die Wellenzahlen der einzelnen Feinstrukturkomponenten so, wie es Tabelle 4 zeigt. In ihr sind nur die aus der Fein-

Tabelle 4. Feinstruktur der feldfreien Linie H_β.

j für Ausgangs-Niveau	j für End-Niveau	T'	Intensität
${}^5/_2$	${}^3/_2$	$-\ 7:384 + 1:8 = 41:384$	9216
${}^3/_2$	${}^3/_2$	$-\ 5:128 + 1:8 = 11:728$	1024
${}^3/_2$	${}^1/_2$	$-\ 5:128 + 5:8 = 75:128$	7253
${}^1/_2$	${}^3/_2$	$-\ 13:128 + 1:8 = 3:128$	200
${}^1/_2$	${}^1/_2$	$-\ 13:128 + 5:8 = 67:128$	1166

struktur sich ergebenden Differenzen eingetragen. Außer den einzelnen Übergängen sind noch die Intensitäten der einzelnen Komponenten angegeben.

Versieht man nun die einzelnen Feinstrukturkomponenten entsprechend ihren Intensitäten mit Gewichten, so ergibt sich als Wellenzahl für H_j:

$$\tilde{\nu} = n \cdot R + 0{,}315 \cdot \beta.$$

Da nun der Übergang $j = {}^5/_2$ nach $j = {}^3/_2$ der intensivste ist, so wird er gewöhnlich mit Null bezeichnet und wir haben uns in Tabelle 2 im Anschluß an Schlapp auch an diese Bezeichnung gehalten. Da uns aber die Lage der Komponenten zur Ruhelinie interessiert, so müssen wir die genaue Lage dieser Komponente im Aufspaltungsbild berücksichtigen. Der zu ihr gehörende Faktor τ ist entsprechend den Übergängen, wie sie in Tabelle 2 angegeben sind, der folgende:

$$-\,297 \cdot \beta : 1680 \cdot 8 + {}^1/_8\,\beta = 1383 \cdot \beta : 1680 \cdot 8 = 0{,}1029 \cdot \beta.$$

Da dieser Übergang mit Null angesetzt war, so ist der gefundene Wert ebenfalls in Rechnung zu ziehen. Es muß also schließlich an den Werten der Tabelle 3 eine Korrektur angebracht werden von der Größe:

$$-\,0{,}315 \cdot \beta + 0{,}103 \cdot \beta = -\,0{,}212 \cdot \beta.$$

Mit dieser Korrektur ergeben sich dann die von der feldfreien Linie aus gerechneten Violettverschiebungen der Stark-Effekt-Komponenten gegen die vom Effekt erster Ordnung geforderte Lage so, wie es die folgende Tabelle 5 in Vielfachen von $\beta = 0{,}73\ \mathrm{cm}^{-1}$ angibt.

Tabelle 5. Violettverschiebung der Komponenten gegen die symmetrische Lage, in Vielfachen von $\beta = 0{,}73\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Komponentennummer:	2	4	6	8	10
Verschiebung bei π . . .	+ 0,103	—	+ 0,103	− 0,057	+ 0,084
Verschiebung bei σ . . .	+ 0,112	− 0,053	+ 0,110	--	+ 0,110

Trennt man die π- und σ-Komponenten nicht und rechnet man ferner auf Wellenzahlen und auf *Rot*verschiebung um, so ergeben sich für die *Unterschiede* in der Rotverschiebung der angegebenen Komponenten folgende Werte:

Tabelle 6. Unterschiede in der Rotverschiebung der einzelnen Komponenten.

${}^4/_6$	${}^6/_8$	${}^8/_{10}$	
+ 0,117	− 0,120	+ 0,104	cm^{-1}

Experimentelle Untersuchungen.

Bisherige Untersuchungen und Allgemeines zur Fragestellung. An bisherigen Arbeiten über den Einfluß der Feinstruktur auf den Stark-Effekt sind nur zwei Arbeiten zu erwähnen [Mc Rae[1]), Foster und Snell[2])]. Ersterer untersucht nur H_α und findet, daß die von der Theorie geforderte Richtung der Verschiebung der einzelnen Stark-Effekt-Komponenten wirklich zutrifft, während der gefundene numerische Wert für diese Verschiebung größer ist als der theoretische. Foster und Snell untersuchten H_α, H_β und H_γ und fanden dasselbe Resultat, wie Mc Rae es für H_α feststellte, nur daß ihre Meßergebnisse nicht beweiskräftig sind, da sie nach den Angaben der Verfasser auf *einer* Aufnahme beruhen. Außerdem geben sie nur die Differenzen zwischen den Verschiebungen der einzelnen Komponenten an und nicht die wirkliche Größe dieser Verschiebung. Daher erscheint eine genaue Untersuchung des Vorzeichens und der Größe der einzelnen Verschiebungen angebracht. Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß die von uns gefundenen Werte für den Feinstruktureinfluß nicht mit den in der Arbeit von Foster und Snell enthaltenen übereinstimmen. Da diese beiden Autoren die von der Theorie verlangten Werte ohne jede Ableitung angeben, können wir zu dem Unterschied nicht Stellung nehmen.

Zu allen Untersuchungen über die Feinstruktur des Stark-Effekts ist noch folgendes zu bemerken: Wie die Tabelle 5 zeigt, liegt der Einfluß der Feinstruktur, d. h.: die Verschiebung der Komponenten von der durch den Effekt erster Ordnung geforderten Lage in der Größenordnung 0,1 cm^{-1}. Erste Voraussetzung zur Messung eines so kleinen Effekts ist daher ein Spektrograph mit möglichst hoher Dispersion. Trotzdem diese bei unserem Spektrographen für H_β den enormen Wert von 3,436 Å/mm hatte, war der auf der Aufnahme festzustellende Effekt nur in einer Größenordnung von 0,007 mm zu erwarten. Um überhaupt eine so genaue Ausmessung der Aufnahmen durchführen zu können, benutzten wir ein Leitz-Meßmikroskop. Es gelang bei einiger Übung, bei scharfen Linien eine Meßgenauigkeit von $\pm$ 0,003 mm für die einzelne Messung zu erzielen. Um den Einfluß des Meßfehlers, der bei den im allgemeinen verhältnismäßig breiten Stark-Effekt-Komponenten noch etwas größer ist, herabzusetzen, wurde jede Aufnahme zehnfach vermessen und über die gemessenen Werte das Mittel gebildet. Der Fehler, der dem Meßergebnis dann noch anhaftet, ist somit mindestens etwa $\pm$ 0,001 mm. Da bei der Bestimmung der Unter-

[1]) Mc Rae, Proc. Roy. Soc. London (A) **132**, 257 ff., 1931. — [2]) J. S. Foster u. H. Snell, ebenda **162**, 349 ff., 1937.

schiede der Verschiebungen, die wir später mit den theoretischen Werten vergleichen müssen, die Differenzen zwischen zwei Messungen eingehen, so kann der Fehler sich dabei verdoppeln und somit mindestens eine Größe von $\pm 2\,\mu$ haben. Die Streuung der Ergebnisse kann daher schon *allein auf Grund des Meßfehlers mindestens* $\pm 30\,\%$ *betragen.*

Dieser Schwierigkeit waren wir uns von Anfang an bewußt. Wir haben aber die Untersuchungen aufgenommen, denn einmal besitzen wir in dem weiter unten beschriebenen Spektrographen ein Hilfsmittel, wie es nur den wenigsten Instituten zur Verfügung steht, und außerdem ist durch Mittelbildung über die Ergebnisse mehrerer Aufnahmen ein Wert zu erwarten, der eine geringere Abweichung von dem wahren Wert haben wird, als nach der Fehlerrechnung zu erwarten ist.

Voruntersuchungen auf Grund früherer Arbeiten. Als Voruntersuchung zur Feststellung des Feinstruktureffekts gingen wir zuerst an die Ausmessung einiger früherer Aufnahmen, die damals zu Präzisionsmessungen des Aufspaltungsfaktors an Wasserstoff von Steubing-Kassner (l. c.) durchgeführt wurden. Es ergab sich damals, daß sich der Aufspaltung des Stark-Effekts eine Rot- bzw. Violettverschiebung des gesamten Aufspaltungsbildes überlagern kann. Steubing-Kassner erwähnten, daß die Verschiebung nicht in einfacher Abhängigkeit von der Feldstärke steht und daß sie für die einzelnen Stark-Effekt-Komponenten einer Linie verschieden groß ist. Daher wurde damals nicht der Abstand der einzelnen Komponenten von der Ruhelinie als Aufspaltung $\Delta\tilde{\nu}$ gemessen, sondern der Abstand zweier entsprechender $\pm$-Komponenten, der durch 2 dividiert wurde. Auf diese Weise wurde damals die sich der Aufspaltung überlagernde Verschiebung der Aufspaltung eliminiert. Dieses Verfahren ist aber auch nach den vorangehenden Berechnungen das einzig mögliche, wenn man den Aufspaltungsfaktor bestimmen will. Die Aufspaltung der einzelnen Wasserstofflinien ist doch (s. o.):

$$\Delta\tilde{\nu} = \pm\,\sigma' a\,F + \tau' b,$$

wobei das letzte Glied den Einfluß der Feinstruktur auf den Stark-Effekt beschreibt. Nun ist der Faktor τ' nur abhängig von $|\sigma'|$, d. h.: entsprechende $\pm$-Komponenten sind gleich weit und in demselben Sinne verschoben. Wenn man also diesen Einfluß der Feinstruktur auf den Stark-Effekt ausschalten will, muß man den Abstand entsprechender Komponenten messen, der nach der Theorie:

$$\Delta\tilde{\nu}_{rot} + \Delta\tilde{\nu}_{viol} = 2\,\sigma' a\,F$$

beträgt, worin nur noch der Aufspaltungsfaktor enthalten ist. Die Zweck-

mäßigkeit der von Steubing-Kassner angewandten Methode der Auswertung der Aufnahmen zur Bestimmung des Aufspaltungsfaktors erfährt also auch von diesem Standpunkt aus ihre Bestätigung.

An Hand der Aufnahmen von Steubing-Kassner läßt sich nun der Nachweis führen, daß die *verschieden starke* Verschiebung der Stark-Effekt-Komponenten wirklich auf den Feinstruktureinfluß zurückzuführen ist. Dazu wurden die damaligen Aufnahmen nochmals je zehnmal mit dem obenerwähnten Leitz-Meßmikroskop ausgemessen und daraus der Abstand der einzelnen Aufspaltungskomponenten von der Ruhelinie (Wasserstoff-Vergleichsspektrum) bestimmt. Aus diesen Abständen konnten wir dann leicht die Verschiebungen der einzelnen Komponenten berechnen. Dabei ist aber zu beachten, daß neben der Feinstrukturverschiebung noch die von Steubing und Jäckel beschriebene überlagerte Verschiebung, die durch die Versuchsanordnung bedingt ist, eintreten kann. Bei der Frage nach dem ersten Effekt muß also der zweite ausgeschaltet werden. Dies geschieht, indem man nicht den Absolutbetrag der Verschiebung betrachtet, sondern nur die Differenzen der einzelnen Verschiebungen. Die gefundenen Werte sind in der folgenden Tabelle den theoretisch zu erwartenden Werten gegenübergestellt.

Tabelle 7. Feinstruktureinfluß an den Aufnahmen von Steubing-Kassner.

	Differenzen der Rot-Verschiebung bei den Komponenten		
	$^4/_6$	$^6/_8$	$^8/_{10}$
Aufnahme Nr. 127	+ 0,196	0,000	?
„ 121	+ 0,277	− 0,196	+ 0,344
„ 105	+ 0,196	− 0,320	− 0,025
„ 128	+ 0,277	− 0,246	− 0,073
„ 103	+ 0,069	0,000	+ 0,025
„ 104	+ 0,098	− 0,295	+ 0,263
Experimentell ermittelte Werte . .	+ 0,184	− 0,175	+ 0,108
Theoretisch verlangte Werte . . .	+ 0,117	− 0,120	+ 0,104

Die ermittelten Werte stimmen dem Vorzeichen nach mit den theoretischen überein und die Abweichungen in der numerischen Größe sind dadurch zu erklären, daß das benutzte Gitter bei H_β nur eine Dispersion von 5,78 Å/mm besaß.

Es war gerade hier für die Frage nach dem Feinstruktureinfluß von Vorteil, daß bei allen Aufnahmen, die der oben zitierten Arbeit zugrunde liegen, keine Trennung der π- und σ-Komponenten durch Zwischenschaltung eines Wollastons vorgenommen wurde. Der störende Einfluß einer Trennung

der beiden Komponentenarten wird am Ende der Arbeit bei der Diskussion der überlagerten Rotverschiebung erklärt werden.

Das Entladungsrohr und die Versuchsbedingungen. Es galt zuerst zu entscheiden, welche Methode für die Untersuchung anzuwenden sei. Die Lo Surdo-Methode schied von vornherein aus, da sie wegen des inhomogenen Feldes im anomalen Kathodenfall keine Aufspaltung der Linien in parallele Komponenten liefert und somit eine *genaue* Ausmessung der Abstände der einzelnen Komponenten erschwert wird. So bleibt noch die Wahl zwischen der Starkschen Methode und der von Steubing-Schaeder. Letztere eignet sich für unsere Untersuchungen auch nicht, da bei ihr das Viellinienspektrum zu stark angeregt wird. Dadurch tritt eine Störung

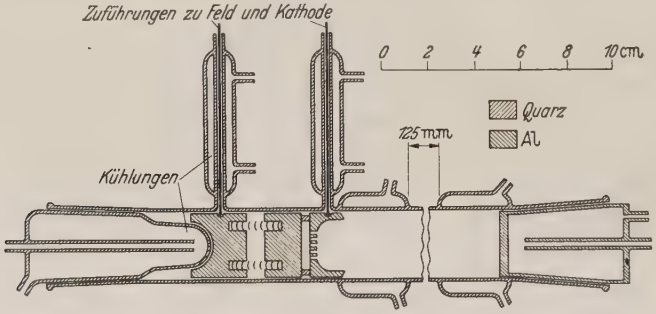

Fig. 1. Das Kanalstrahlrohr.

des Aufspaltungsbildes ein. Es bleibt also nur die Starksche Methode, wobei wir uns der Parallelfeldanordnung bedienten. Für die Aufnahmen benutzten wir das bereits in einer vorigen Arbeit [1]) beschriebene Entladungsrohr aus Quarz, das in Fig. 1 noch einmal wiedergegeben ist.

Es gelang uns, mit diesem Rohr die Belichtungszeiten auf zwei bis drei Stunden herabzusetzen. Dies war im wesentlichen aus zwei Gründen möglich. Einmal konnten wir die Intensität dadurch steigern, daß wir eine andere Siebplatte als bei den bisherigen Aufnahmen verwendeten. Ferner wirkte sich eine Vorbelichtung der Platten mit dem roten Licht der Dunkelkammerlampe (Agfa-Filter) bei 40 cm Abstand der Lampe von der Platte günstig aus. Nicht zuletzt ist die kurze Belichtungszeit auch der Güte der Perutz-Superrapid-Platte zuzuschreiben.

Die Betriebsbedingungen waren folgende: Bei einem Entladestrom von 15 bis 20 mA konnten wir am Rohr eine Entladespannung von etwa 8 kV halten. Die am Rohr liegende Feldspannung betrug je nach den

[1]) W. Steubing, A. Keil, F. Stolpe, ZS. f. Phys. **112**, 560 ff., 1939.

benötigten Feldstärken 9 kV oder darunter, der Feldstrom etwa 1 mA. Der Feldabstand wurde in Abänderung der früheren Methode durch Quarzplättchen von 1,53 mm Dicke fixiert, was den Vorteil hatte, daß der Feldabstand sich leicht bestimmen ließ. Als zweiter Vorteil kam hinzu, daß bei diesem großen Feldabstand sich die Durchbohrungen in der Kathode, die die Kanalstrahlen hindurchlassen und die Inhomogenitäten im Feld bedingen, weniger störend bemerkbar machen.

Die benutzte Vakuumanlage und die Hochspannungsanlagen sind schon in der oben zitierten Arbeit beschrieben.

Das Feldleuchten wurde wie üblich in natürlicher Größe auf den Spalt des Spektrographen abgebildet. Bei sämtlichen Aufnahmen legten wir auf Trennung der π- und σ-Komponenten keinen Wert und wir haben daher

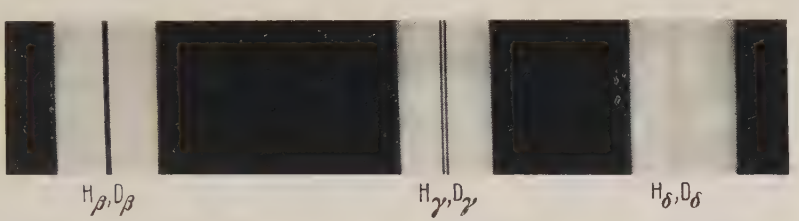

Fig. 2. Die Balmer-Linien von Wasserstoff und Deuterium in nat. Größe.

bewußt aus einem später noch zu beschreibendem Grunde auf die Zwischenschaltung eines Wollastons verzichtet.

Der Glasspektrograph. Der Spektrograph besitzt, wie schon früher einmal kurz mitgeteilt wurde, ein Rutherford-Compound-Prisma (Fa. Schmidt & Haensch, Berlin) der Basisdicke 197 mm und eine Kollimatorlinse der Brennweite 1100 mm bei 115 mm Durchmesser, ferner zwei gegeneinander auswechselbare Kameralinsen von 2170 bzw. 4350 mm Brennweite (alle von der Astro-Gesellschaft, Berlin). Wir arbeiteten bei allen Stark-Effekt-Untersuchungen mit der großen Brennweite, da dann wegen des gegenüber der kurzbrennweitigen Linse doppelt so langen Spektrums eine leichtere und genauere Ausmessung der Lage der Komponenten möglich war. Der Spektrograph war für $\lambda = 5876$ Å ins Minimum der Ablenkung gebracht und gibt den Wellenlängenbereich von 5450 Å bis 3770 Å wieder. Das theoretische Auflösungsvermögen beträgt für 4000 Å etwa 30000, d. h. zwei Linien im Abstand von 0,13 Å (0,05 mm) werden noch getrennt. Die Dispersion des Spektrographen und die Definition der Linien erkennt man an Fig. 2, die eine Aufnahme sowohl der Balmer-Linien des Wasserstoffs als auch der entsprechenden Linien des Deuteriums in natürlicher Größe

zeigt. Zur richtigen Beurteilung der Aufnahmen sei erwähnt, daß die Abstände dieser Linien folgende sind:

$$H_\beta - D_\beta = 1{,}323\,\text{Å}, \quad H_\gamma - D_\gamma = 1{,}188\,\text{Å}, \quad H_\delta - D_\delta = 1{,}109\,\text{Å}.$$

Die wirklichen Abstände von $H_\beta - H_\gamma$ und $H_\gamma - H_\delta$ sind viermal größer als in der Figur.

Es ist selbstverständlich, daß ein Spektrograph von diesen Ausmaßen sowohl gegen Erschütterungen als auch gegen Temperaturschwankungen sehr empfindlich sein muß. Um ihn gegen Erschütterungen zu schützen, wurde sowohl das Prisma mit der Kollimator- und Kameralinse sowie Spalt und Kassette auf gut fundierte Betonsockel montiert. Um den Temperatureinfluß auszuschalten, mußte der Spektrograph thermisch isoliert werden: andererseits erforderte die gesamte Versuchsapparatur und vor allem das Entladungsrohr eine dauernde Überwachung während der Aufnahmen. Diesen Forderungen konnten wir auf folgende Weise gerecht werden: Der Spektrograph wurde in einem thermisch isolierten Raum aufgebaut, in dem sich übrigens auch das Gitter des Intituts befindet. Die Temperatur bleibt in diesem Raum, wie wir feststellten, innerhalb einer Woche auf $\pm 0{,}5^0$ konstant. Die gesamte Versuchsanlage und der Kollimatorspalt des Spektrographen befanden sich dagegen außerhalb dieses Raumes. Das Licht, das auf den Spalt fiel, gelangte durch eine Öffnung in der Wand des Raumes auf die Kollimatorlinse. Durch Verschließen dieser Öffnung konnte jederzeit die Belichtung unterbrochen und in dem Raum, in dem sich die Versuchsapparatur befand, gearbeitet werden, ohne daß dadurch die Aufnahme gefährdet wurde.

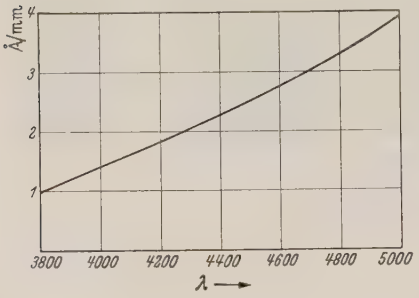

Fig. 3. Mittlere Dispersion des Spektrographen für die verschiedenen Wellenlängen.

Da wir vor allem den Stark-Effekt an H_β untersuchten, benötigten wir die Dispersion des Spektrographen für diese Wellenlänge. Wir gewannen diesen Wert aus der für den gesamten Wellenlängenbereich aufgenommenen Dispersionskurve. Die Fig. 3 zeigt die zu jeder Wellenlänge gehörende mittlere Dispersion in Å/mm. Man erkennt, daß für H_β mit 3,436 Å/mm ungefähr die Dispersion eines großen Gitters erreicht wird.

Die errechnete Öffnung des Glasspektrographen bestimmt sich mit der langbrennweitigen Kameralinse zu 1 : 50. Die Dispersion bei dieser

Kamerabrennweite liegt in der Größenordnung eines normalen Gitters in der zweiten Ordnung. Der Glasspektrograph bietet aber gegen ein Gitter den enormen Vorteil, daß die Lichtstärke viel günstiger ist und man kann bei vorsichtiger Schätzung den Faktor 10 zugunsten des Spektrographen buchen.

Es taucht noch die Frage auf, ob das Auflösungsvermögen eines Gitters nicht doch größer als das eines Spektrographen ist. Bei unserem Apparat liegen die Verhältnisse so, daß er mit einem Auflösungsvermögen von ungefähr 30000 an ein mittleres Gitter heranreicht.

Als weitere Frage bleibt noch folgendes: Das Auflösungsvermögen eines Spektrographen hängt doch nur ab von den Dimensionen (= Basisdicke des Prismas) und der Dispersion (d. h.: der Änderung des Brechungsquotienten mit der Wellenlänge). Es ist also für das Auflösungsvermögen gleichgültig, mit welcher Kamerabrennweite man arbeitet, d. h.: ob man eine große oder kleine Dispersion (in Å/mm) im Spektrum erzeugt. Das Arbeiten mit der langbrennweitigen Kameralinse hat aber trotz der geringeren Lichtstärke einen großen Vorteil gegenüber der kurzbrennweitigen. Wenn man von der ersteren zur letzteren übergeht, so erhält man ein kürzeres Spektrum. Vergrößert man das kurzbrennweitige Spektrum auf die Größe des langbrennweitigen, so wird es viel schlechter als das letztere, da man ja das Plattenkorn mitvergrößert. Mißt man es dagegen aus, ohne es zu vergrößern, so wird der Meßfehler größer. Der Meßfehler, der bei einem Meßinstrument als Einstellfehler derselbe bleibt, wirkt sich bei einem kürzeren Spektrum eben stärker aus als bei einem langen.

Als zweiter Nachteil der kurzen Brennweite kommt hinzu, daß man, um die Auflösung nicht zu verschlechtern, mit einer Kameralinse desselben Durchmessers wie bei der langbrennweitigen arbeiten muß. Eine solche Linse muß aber dann für die kürzere Brennweite eine entsprechend größere relative Öffnung haben und diese Öffnung verlangt meist schon sphärisch korrigierte Linsen.

Ergebnisse.

Die Auswertung der Aufnahmen. Als Beispiel für die Güte der Aufnahmen sind in Fig. 4 zwei aus ihnen gewonnene Registrierkurven wiedergegeben. Die einzelnen Aufnahmen wurden, wie schon erwähnt, mit einem Leitz-Meßmikroskop ausgemessen und aus den zehn Messungen für eine Komponente das Mittel gebildet. Daraus mußten nun die Abstände der einzelnen Komponenten von der durch nachträgliche Belichtung stets

mitaufgenommenen Ruhelinie H_β in mm festgestellt und diese Werte in Angström umgerechnet werden.

Für genaue Messungen am Aufspaltungsbild von H_β genügt es jedoch nicht, mit der mittleren Dispersion zu rechnen, sondern dann muß die Änderung der Dispersion mit der Wellenlänge berücksichtigt werden. Es geschieht dies auf folgende Weise: Trägt man die Wellenlängen λ der einzelnen Linien als Funktionen der Lage im Spektrum (d. h. als Funktionen der bei

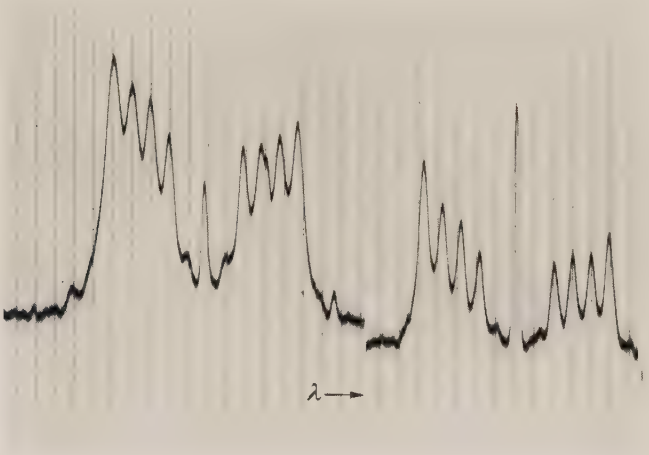

Fig. 4. Zwei Aufnahmen von H_β registriert, Stark-Effekt bei 60 kV/cm.

der Ausmessung der Aufnahmen erhaltenen Längen a) auf, so erhält man die Dispersionskurve, die als $\lambda = f(a)$ zu beschreiben ist. Normalerweise bestimmt man nun die Wellenlängen einer Linie aus dem Abstand Δa dieser Linie von einer bekannten Linie mit der Wellenlänge λ_0 über die mittlere Dispersion d bei λ_0 mit Hilfe der Formel:

$$\lambda(a_0 + \Delta a) = \lambda(a_0) + \Delta a \cdot d.$$

Dabei ist d als mittlere Dispersion bei λ_0 die Steigung der Dispersionskurve für λ_0, d. h. es ist $d = f'(a_0)$, wenn a_0 die Lage von λ_0 im Spektrum beschreibt. Dieser Ansatz ist also nichts weiter als eine Reihenentwicklung nach Taylor, bei der hinter dem ersten Glied abgebrochen wurde. Wie wir feststellen konnten, genügt zu einer genauen Analyse des Aufspaltungsbildes dieser Ansatz nicht, sondern man muß in der Reihenentwicklung noch die zweite Ableitung hinzunehmen und erhält dann folgende Formel:

$$\lambda(a + \Delta a) = \lambda(a) + \Delta a \cdot f'(a_0) + \frac{\Delta a^2}{2!} \cdot f''(a_0).$$

Die Werte von $f'(a_0)$ und $f''(a_0)$ wurden, als wir dies bemerkten, neu bestimmt, indem wir den Eisenbogen in der Nähe von H_β möglichst genau ausmaßen. Es ergab sich:

$$f'(a_0) = 3{,}436\,\text{Å/mm}; \qquad f''(a_0) = 0{,}00989\,\text{Å/mm}^2,$$

so daß sich der Wellenlängenunterschied zwischen einer Linie λ und der Linie H_β aus dem Abstand Δa dieser beiden Linien im Spektrum mit Hilfe folgender Formel berechnet:

$$\lambda - \lambda_0 = 3{,}436 \cdot \Delta a + 0{,}00495\,\Delta a^2.$$

Mit Hilfe vorstehender Formel bestimmten wir aus den gemessenen Abständen die Wellenlängenunterschiede zwischen den Stark-Effekt-Komponenten und der H_β-Ruhelinie. Diese Werte mußten nun in Wellenzahlunterschiede umgerechnet werden. Dies geschah nach der Formel:

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda(\lambda - \Delta\lambda)}.$$

Aus den Werten für $\Delta\tilde{\nu}$ ergaben sich dann die Verschiebungen der einzelnen Komponenten als:

$$\frac{\Delta\tilde{\nu}_{rot} - \Delta\tilde{\nu}_{viol}}{2}.$$

In der folgenden Tabelle 8 ist die Auswertung einer Meßreihe wiedergegeben.

Es ist dabei noch der Einfluß des Effekts zweiter Ordnung zu berücksichtigen. Er wird bei den von uns benutzten Feldstärken schon von der Größenordnung des Feinstruktureinflusses. Nun kommt bei ihm hinzu, daß die Rotverschiebung, die dieser Effekt darstellt, für die einzelnen Komponenten des Aufspaltungsbildes *verschieden* groß ist, so daß er bei der Bestimmung des Feinstruktureinflusses stören würde. Eine genaue Durchrechnung des Effekts zweiter Ordnung auf Grund der Tabellen von Ishida [1]) zeigte jedoch, daß bei den von uns benutzten Feldstärken von etwa 60 bzw. 40 und 25 kV/cm die *Verschiedenheit* in der Verschiebung des Effekts zweiter Ordnung für die einzelnen Komponenten höchstens $\pm 2\,\%$ des Feinstruktureinflusses ausmacht. Eine Berücksichtigung des Effekts zweiter Ordnung ist also nur insofern notwendig, als man die durch ihn bedingte *mittlere* Rotverschiebung des *gesamten* Aufspaltungsbildes in Rechnung stellen muß.

---

[1]) Y. Ishida u. S. Hiyama, zitiert in ZS. f. Phys. **62**, 290, 1930.

Tabelle 8. Auswertung einer Aufnahme (D 36).

viol 10	8	6	4	0	4	6	8	10 rot
13,397	13,057	12,718	12,369	11,726	11,003	10,662	10,327	10,000
13,409	13,054	12,725	12,374	11,728	11,007	10,670	10,330	9,997
13,419	13,058	12,724	12,378	11,729	11,009	10,671	10,334	10,000
12,461	12,102	11,773	11,418	10,782	10,060	9,728	9,383	9,054
12,440	12,011	11,760	11,408	10,769	10,041	9,709	9,361	9,037
12,443	12,083	11,758	11,403	10,768	10,043	9,720	9,370	9,037
12,441	12,079	11,758	11,407	10,767	10,040	9,700	9,367	9,033
11,911	11,570	11,233	10,880	10,235	9,509	9,177	8,844	8,498
11,911	11,563	11,239	10,875	10,238	9,519	9,181	8,840	8,501
11,912	11,551	11,227	10,882	10,233	9,513	9,184	8,833	8,503
12,5744	12,2198	11,8915	11,5394	10,8975	10,1744	9,8411	9,4989	9,1660
1,6769	1,3223	0,9940	0,6419	$-\Delta a =$	0,7231	1,0564	1,3986	1,7315
5,7618	4,5434	3,4154	2,2056	$\Delta a \cdot d$	2,4846	3,6298	4,8056	5,9494
− 0,0139	− 0,0086	− 0,0049	− 0,0020	$\frac{\Delta a^2}{2} \cdot f''(a_0)$	+ 0,0026	+ 0,0056	+ 0,0098	+ 0,0148
5,7479	4,5348	3,4105	2,2036	$\Delta \lambda$	2,4872	3,6354	4,8154	5,9642
24,351	19,207	14,442	9,329	$\Delta \tilde{\nu}$	10,519	15,371	20,356	25,206

	4	6	8	10
$\Delta \tilde{\nu}_r + \Delta \tilde{\nu}_v$	19,848	29,813	39,563	49,557
$\frac{\Delta \tilde{\nu}_r + \Delta \tilde{\nu}_v}{2n}$	2,481	2,484	2,473	2,478
$\Delta \tilde{\nu}_r - \Delta \tilde{\nu}_v$	+ 1,190	+ 0,929	+ 1,149	+ 0,855
$\frac{\Delta \tilde{\nu}_r - \Delta \tilde{\nu}_v}{2}$	+ 0,595	+ 0,465	+ 0,575	+ 0,428

Differenz der Verschiebungen der Komponenten		
$^4/_6$	$^6/_8$	$^8/_{10}$
+ 0,130	− 0,110	+ 0,147 cm^{-1}

Vergleich zwischen Experiment und Theorie. Die nächsten drei Tabellen 9, 10, 11 geben die gefundenen Werte, geordnet nach den drei benutzten Feldstärken, an. Wir sehen sofort, daß neben dem Effekt zweiter Ordnung noch eine Rot- und eventuell auch eine Violettverschiebung dem Aufspaltungsbild überlagert ist. Die Größe dieser Rotverschiebung wurde wie folgt bestimmt: Addiert man die durch die Theorie verlangten Werte für die Verschiebungen der Komponenten 4, 6, 8 und 10, so erhält man als

Tabelle 9. Zusammenstellung der Ergebnisse für etwa 60 kV/cm.

Aufnahme Nr.	Aufspaltung $\frac{\Delta\tilde{\nu}_r + \Delta\tilde{\nu}_v}{2n}$				Verschiebung $\frac{\Delta\tilde{\nu}_r - \Delta\tilde{\nu}_v}{2}$				Differenz der Verschiebungen			Überlagerte Rotverschiebung
	4	6	8	10	4	6	8	10	$^4/_6$	$^6/_8$	$^8/_{10}$	
D 30	?	3,507	3,516	3,501	?	− 0,142	− 0,113	− 0,216	?	0,029	+ 0,103	− 0,204
31	3,496	3,449	3,440	3,450	+ 0,258	+ 0,144	+ 0,282	+ 0,162	+ 0,114	− 0,138	+ 0,120	+ 0,096
32	3,489	3,453	3,452	3,454	+ 0,619	+ 0,519	+ 0,688	+ 0,455	+ 0,100	0,169	+ 0,233	+ 0,455
34	3,525	3,507	3,508	3,510	+ 0,585	+ 0,558	+ 0,650	+ 0,561	+ 0,027	− 0,092	+ 0,089	+ 0,473
							Mittelwerte:		+ 0,080	− 0,107	+ 0,136	
							Theoretisch:		+ 0,117	− 0,120	+ 0,104	

Tabelle 10. Zusammenstellung der Ergebnisse für etwa 40 kV/cm.

Aufnahme Nr.	Aufspaltung $\frac{\Delta\tilde{\nu}_r + \Delta\tilde{\nu}_v}{2n}$				Verschiebung $\frac{\Delta\tilde{\nu}_r - \Delta\tilde{\nu}_v}{2}$				Differenz der Verschiebungen			Überlagerte Rotverschiebung
	4	6	8	10	4	6	8	10	$^4/_6$	$^6/_8$	$^8/_{10}$	
D 35	2,628	2,600	2,583	2,589	− 0,317	− 0,456	− 0,312	− 0,514	+ 0,139	− 0,144	+ 0,202	− 0,443
36	2,481	2,484	2,473	2,478	+ 0,595	+ 0,465	+ 0,575	+ 0,428	+ 0,130	− 0,110	+ 0,147	+ 0,473
37	2,496	2,488	2,493	2,501	+ 0,517	+ 0,464	+ 0,568	+ 0,454	+ 0,053	− 0,104	+ 0,144	+ 0,458
39	2,497	2,478	2,472	2,490	+ 1,176	+ 0,933	+ 1,051	+ 0,932	+ 0,243	− 0,117	+ 0,119	+ 0,980
40	2,519	2,511	2,485	2,479	.	...	—	—	+ 0,196	− 0,097	− 0,010	Ruhelinie H_β fehlt
41	2,529	2,473	2,492	2,487	+ 0,458	+ 0,488	+ 0,560	+ 0,535	− 0,030	− 0,072	+ 0,025	+ 0,467
							Mittelwerte:		+ 0,122	− 0,107	+ 0,099	
							Theoretisch:		+ 0,117	− 0,120	+ 0,104	

Tabelle 11. Zusammenstellung der Ergebnisse für etwa 25 kV/cm.

Aufnahme Nr.	Aufspaltung $\frac{\Delta\tilde{\nu}_r + \Delta\tilde{\nu}_l}{2n}$				Verschiebung $\frac{\Delta\tilde{\nu}_r - \Delta\tilde{\nu}_l}{2}$			Differenz der Verschiebungen			Überlagerte Rotverschiebung
	4	6	8	10	4	6	8	10	$^4/_6$	$^6/_8$	$^8/_{10}$	
D 42	1,559	1,559	1,572	1,549	+ 0,953	+ 0,798	+ 0,956	+ 0,665	+ 0,155	− 0,158	+ 0,291	+ 0,836
43	1,585	1,555	1,566	1,561	+ 0,063	+ 0,065	+ 0,195	− 0,072	− 0,002	− 0,130	+ 0,267	+ 0,056
44	1,541	1,552	1,564	1,555	+ 0,105	+ 0,056	+ 0,121	− 0,033	+ 0,055	− 0,065	+ 0,154	+ 0,055
45	1,504	1,543	1,555	1,543	+ 0,124	+ 0,098	+ 0,216	+ 0,134	+ 0,026	− 0,118	+ 0,082	+ 0,136
46	1,544	1,546	1,546	1,554	− 0,075	− 0,310	− 0,158	− 0,395	+ 0,235	− 0,152	+ 0,237	− 0,241
50	1,486	1,493	1,511	1,492	+ 1,311	+ 1,038	+ 1,182	+ 1,126	+ 0,273	− 0,144	+ 0,056	+ 1,257
							Mittelwerte:		+ 0,124	− 0,128	+ 0,181	
							Theoretisch:		+ 0,117	− 0,120	+ 0,104	

„mittlere Verschiebung des Aufspaltungsbildes", wenn man noch durch 4 dividiert, folgendes:

$$-\frac{0{,}084}{4}\beta = -0{,}021\,\beta.$$

Addiert man analog die bei den einzelnen Aufnahmen bestimmten Rotverschiebungen, und dividiert den erhaltenen Wert durch 4, so erhält man die *überlagerte* Rotverschiebung als Differenz aus dem letzteren Wert und dem oben angegebenen Wert $-0{,}021 \cdot \beta$. An diesem Wert mußte noch die durch den Effekt zweiter Ordnung bedingte Rotverschiebung eliminiert werden, um die reine überlagerte Verschiebung des Aufspaltungsbildes zu erhalten. Die so bestimmten Werte sind in den Tabellen 9, 10 und 11 in der letzten Spalte angegeben.

Um diese überlagerte Verschiebung zu eliminieren und den Feinstruktureinfluß rein zu erhalten, haben wir aus den absoluten Werten für die Verschiebung der Komponenten die Differenzen gebildet und für jede der verwendeten Feldstärken die Mittelwerte daraus bestimmt. Diese sind in jeder Tabelle den theoretischen Werten gegenübergestellt.

Bildet man den Mittelwert aus *allen* gefundenen Werten für die Unterschiede in der Verschiebung, so ergibt sich als Endresultat folgende Gegenüberstellung von Experiment und Theorie:

Tabelle 12. Endgültige Gegenüberstellung der experimentellen Ergebnisse des Feinstruktureinflusses mit den theoretischen.

	Differenz der Verschiebungen der Komponenten		
	$^4/_6$	$^6/_8$	$^8/_{10}$
Experimentell bestimmt . . .	+ 0,114	− 0,115	+ 0,139 cm^{-1}
Berechnet	+ 0,117	− 0,120	+ 0,104 cm^{-1}

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist demnach befriedigend und die Abweichungen liegen innerhalb des zu erwartenden Fehlers. Die stärkere Abweichung bei den Komponenten $^8/_{10}$ liegt wohl daran, daß 10 als intensivste Komponente meist überbelichtet war, was die Ausmessung erschwerte.

Diskussion der überlagerten Verschiebung der Komponenten. Die experimentell gefundenen absoluten Werte der Verschiebung der Stark-Effekt-Komponenten stimmen nicht mit den theoretischen überein. Man sieht vielmehr, daß sich der Aufspaltung durch das elektrische Feld noch eine Rot- oder Violettverschiebung des gesamten Aufspaltungsbildes überlagert. Diese hängt nicht von der Größe der benutzten Feldstärke ab und erschien zuerst als unkontrollierbarer Effekt, der bereits in einer früheren Arbeit (Steubing-Keil-Stolpe) erwähnt wurde.

Nun wurde von Steubing-Jäckel[1]) bereits einmal die Ursache der unkontrollierbaren Verschiebungen des Aufspaltungsbildes von Wasserstoff für den Fall des „*Senkrechtfeldes*" untersucht und festgestellt, daß die Größe dieser Verschiebung abhängt von der Vorgeschichte der Kanalstrahlen. Wenn man die Versuchsanordnung der damaligen Arbeit betrachtet, so erkennt man, daß man dafür auch sagen kann: Sie hängt ab von der Stelle des Feldes, die auf den Spalt abgebildet wurde.

Um jetzt zu untersuchen, ob die von uns bei der „Parallelfeldanordnung" festgestellten Verschiebungen aus demselben Grunde auftreten, wurde das Feld so auf den Spalt abgebildet, daß dieser aus dem Feld einen Schnitt von der Kathode zur Feldplattedarstellte. Die Aufnahme, die in Fig. 5 vergrößert wiedergegeben ist, zeigt, daß die −-Komponenten gekrümmt sind gegen die fast geraden +-Komponenten. Dies kann nur folgenden Grund haben: Das Feld war nicht ganz homogen und in der Mitte wahrscheinlich infolge von Raumladungen größer als an der Feld- und Kathodenplatte.

[1]) W. Steubing u. P. Jäckel, ZS. f. Phys. **90**, 112 ff., 1934.

Dann müßten aber die Komponenten auf beiden Seiten der Ruhelinie gleich stark gekrümmt sein. Nimmt man aber nun an, daß sich noch eine Verschiebung den Komponenten überlagert, die vom Feldort abhängt, so daß sie in der Mitte stärker oder schwächer als am Rande ist, so müssen die einen Komponenten schwächer und die anderen stärker gekrümmt sein, so wie es die wiedergegebene Aufnahme zeigt.

Diese Vermutung, daß die verschieden starke Verschiebung des Aufspaltungsbildes auch bei der „Parallelfeldanordnung" davon abhängt, welche Stelle des Feldleuchtens man betrachtet, wird noch durch eine weitere Beobachtung gestützt: Wenn zwischen zwei Aufnahmen an der Justierung des Entladungsrohres nichts geändert wurde, so war die auf diesen beiden Aufnahmen festgestellte überlagerte Verschiebung auch wirklich dieselbe.

Fig. 5. Stark-Effekt-Aufnahme an Wasserstoff, die gleichzeitig einen Schnitt von der Feldplatte zur Kathode darstellt.

Für obige Vermutung spricht noch ein dritter Punkt. Wir haben versucht, auch eine Serie von Aufnahmen bei 20 kV/cm zu erhalten. Die ersten Aufnahmen zeigten kaum eine Trennung der Komponenten. Deckten wir jedoch die Linse, die das Feldleuchten auf den Spalt abbildete, bis auf einen 6 mm breiten Streifen ab, so konnte man eine Trennung der Komponenten bei nicht zu starker Belichtung gerade noch erkennen. Der Unterschied in der Gewinnung der beiden Aufnahmen bestand doch aber nur darin, daß wir im letzteren Falle einen schmaleren Teil des Feldes auf den Spalt abbildeten. Da dann aber die Komponenten schärfer wurden, so muß in verschiedenen Teilen des Feldes eine verschieden starke Verschiebung des Aufspaltungsbildes vorhanden sein, die wenigstens zum Teil die Unschärfe der Komponenten bei Wasserstoff bedingt. Die Komponenten müssen also schärfer werden, wenn man nur einen schmalen Teil des Feldleuchtens untersucht.

Bei der Beschreibung der experimentellen Anordnung wurde bereits erwähnt, daß wir bewußt auf die Zwischenschaltung eines Wollastons zur Trennung der π- und σ-Komponenten verzichteten. Bei den Aufnahmen zu der Arbeit Steubing-Keil-Stolpe hatten wir in der oben angegebenen Weise die π- und σ-Komponenten getrennt. Die Auswertung dieser Aufnahmen zeigte nun das zuerst befremdende Resultat, daß den beiden Kom-

ponentenarten π und σ oft verschieden starke Verschiebungen überlagert waren. Als wir damals an diesen Aufnahmen den Feinstruktureinfluß erkennen wollten, ergab sich daher bei dem Abstand, den wir durch den Übergang von der Ausmessung der 6 σ-Komponente zu der 8 π-Komponente erhielten, oft eine Abweichung vom theoretischen Wert, die weit über den Meßfehler hinausging. Diese manchmal auftretende verschieden starke Verschiebung der π- und σ-Komponenten kommt nun daher, daß wir beide Komponentenarten durch ein *Wollaston* trennten. Es ist bei dieser Art der Trennung der Komponentenarten ohne weiteres möglich, daß bei jeder neuen Justierung des Entladungsrohres wie auch des Wollastons die beiden übereinander abgebildeten und senkrecht zueinander polarisierten Bilder des Feldes etwas schräg zum Spalt liegen. Dann schneidet aber der Spalt aus den π-Komponenten ein anderes Gebiet des Feldes heraus als bei den σ-Komponenten. Das zu zerlegende Licht stammt also für beide Komponentenarten aus verschiedenen Teilen des Feldes, in denen nach unserer Feststellung aber die Verschiebung des Aufspaltungsbildes verschieden groß sein muß. Dies ist auch hierbei beobachtet worden.

Alle die eben zusammengestellten Punkte ergeben also, daß an verschiedenen Stellen des Feldes das Aufspaltungsbild verschieden weit verschoben ist.

Eine Begründung für diese Tatsache kann mit Sicherheit nicht gegeben werden. Es ist möglich, daß es sich um einen Doppler-Effekt handelt. Die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen reicht jedenfalls dazu aus. Jedoch sprechen eine Reihe anderer Gründe wieder dagegen, so daß eine endgültige Erklärung der Beobachtung noch aussteht.

Zusammenfassung.

Es galt, die von Schlapp auf Grund der Diracschen Theorie vorhergesagte Feinstruktur des Stark-Effekts experimentell festzustellen.

1. Da sich wegen der Versuchsbedingungen vor allem H_β zur Untersuchung eignete, mußte zuerst die Theorie für die Aufspaltung von H_β durchgeführt werden.

2. Die Voruntersuchungen auf Grund von Aufnahmen, die von W. Steubing und L. Kassner früher zur Messung des Aufspaltungsfaktors von Wasserstoff hergestellt worden waren, ergaben, daß der Feinstruktureinfluß auf den Stark-Effekt noch meßbar ist.

3. Die Aufnahmen, die daraufhin mit dem im Institut gebauten großen Glasspektrographen gewonnen wurden, ergaben trotz des zu erwartenden

großen Meßfehlers sowohl qualitativ als auch quantitativ den theoretisch vorhergesagten Feinstruktureinfluß. Dieser besteht in einer Abweichung des Aufspaltungsbildes von der symmetrischen Lage der Komponenten.

4. Dem Feinstruktureinfluß überlagert sich noch eine Verschiebung des gesamten Aufspaltungsbildes, die in den verschiedenen Feldgebieten verschieden groß ist. Diese überlagerte Verschiebung, die hier beim „Parallelfeld" beobachtet wurde, wird in Zusammenhang gebracht mit den Beobachtungen von W. Steubing und P. Jäckel über unkontrollierbare Verschiebungen des Aufspaltungsbildes beim Senkrechtfeld.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, mit deren Hilfe der hier verwendete große Spektrograph gebaut worden ist, sprechen wir auch an dieser Stelle unseren herzlichen Dank aus.

Breslau, Phys. Institut d. Universität, Abteilung für angewandte Physik.

Lebenslauf.

Am 1. Mai 1913 wurde ich, Alfred Adolf Heinrich Keil, in Konradswaldau, Kreis Schweidnitz, geboren. Meine Eltern sind der Kaufmann Kurt Keil und seine Ehefrau Marie, geb. Berger.

Ich besuchte die Höhere Privatschule Saarau, Schlesien, und die Städtische Oberrealschule zu Freiburg, Schlesien, an der ich Ostern 1931 das Zeugnis der Reife erwarb. Anschließend studierte ich an der Universität Breslau Mathematik, Physik und Chemie. Nach einer Unterbrechung des Studiums, während der ich freiwillig bei der Wehrmacht diente, bestand ich im Juli 1937 die Prüfung für das Lehramt an Höheren Schulen. Seit Oktober 1937 arbeitete ich im Physikalischen Institut der Universität Breslau, an dem ich seit 1. 1. 1939 als wissenschaftliche Hilfskraft angestellt bin, an der Anfertigung der vorliegenden Dissertation. Diese Tätigkeit erfuhr eine Unterbrechung von vier Monaten durch eine Beschäftigung im Zentrallaboratorium der Siemens u. Halske-Werke, Berlin. Seit Beginn des Krieges diene ich im Heer.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren Bergmann, Biltz, Feigl, Fues, Meyer, Rademacher, Radon, Reiche, Schaefer und Steubing. Ich danke ihnen an dieser Stelle, vor allem den Herren Prof. Schaefer und Prof. Fues für viele Anregungen. Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Steubing für seinen Rat und die dauernde Unterstützung.